

Interne Moden der atmosphärischen Komponente interdekadischer Klimavariabilität

Martin Klingspohn

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Hypothese getestet, ob ein Teil der atmosphärischen Komponente interdekadischer Klimavariabilität durch die Anregung interner, atmosphärischer Moden, speziell von singulären Moden eines linearen, stationären Atmosphärenmodell, begründet werden kann. Die Analysen basieren auf einem linearen, baroklinen quasigeostrophischen Modell, wobei der Grundzustand aus Daten einer Langzeitintegration des ECHAM1/LSG abgeleitet wird. Sie beziehen sich auf eine detektierte Oszillationsmode mit einer Periode von 18 Jahren in dieser GCM Integration. Es zeigt sich, daß der führende rechte singuläre Vektor des linearen baroklinen Modells signifikant mit der interdekadischen Anomalie der atmosphärischen Zirkulation über der Nordhemisphäre korreliert. Damit kann ein Anteil von über 40% der räumlichen Varianz dieser interdekadischen Mode erklärt werden.

Abstract

In the present paper we examine the hypothesis that a part of the atmospheric component of interdecadal variability is manifested in the excitation of internal, atmospheric modes, in particular in singular modes of a linearized, steady-state atmospheric model. This hypothesis is tested by using a baroclinic quasigeostrophic model, for which data from the climate model ECHAM1/LSG are utilized to define the long-term mean basic state. The analysis refers to the interdecadal oscillation with a period of 18 years in this GCM-integration. A significant projection is found of the first singular vector and the interdecadal mode of atmospheric circulation. This singular vector is able to explain about 40% of the spatial variance of the interdecadal anomaly over the Northern Hemisphere.

1 Einleitung

Untersuchungen beobachteter Klimadatenreihen sowie gekoppelte Klimamodelle zeigen eine ausgeprägte Variabilität auf der interdekadischen Zeitskala. Die Ursachen dieser Klimavariabilität können sehr unterschiedlich geartet sein. In erster Linie wird dabei zwischen externen und internen Antriebsmechanismen unterschieden.

Als externe Antriebe können z.B. Variationen der Solarstrahlung fungieren (z.B. Labitzke, 1987), wobei die Stärke des Einflusses auf die Troposphäre zur Zeit noch umstritten ist. Weitaus wichtiger erscheint derzeit die Variabilität auf der interdekadischen Zeitskala, welche auf Wechselwirkungen innerhalb bzw. zwischen den einzelnen Klimasubsystemen beruht. Der Ozean und die Atmosphäre gelten hierbei als wichtigste Klimasubsysteme.

Interne Moden von Atmosphäre und Ozean

James und James (1989) fanden beispielsweise in einem einfachen atmosphärischen Zirkulationsmodell langperiodische Oszillationen, die allein auf eine nichtlineare Wechselwirkung einer instabilen wandernden und einer angeregten stehenden Welle zurückgeführt werden

konnten.

Verschiedene Autoren untersuchten interne interdekadische Variabilität im Ozean (z.B. Delworth et al., 1993 sowie Greatbatch und Zang, 1995). Insbesondere Delworth et al. konnten in einem gekoppelten Ozean-Atmosphärenmodell eine irreguläre Oszillation der thermohalinen Zirkulation (THC) auf der Zeitskala von etwa 50 Jahren finden. Sie wiesen nach, daß diese periodische Fluktuation in der THC im wesentlichen das Ergebnis ozeaninterner Prozesse darstellt, wobei hier vor allem der horizontale Temperatur- und Salztransport durch die horizontalen Ozeanzirkulationsräder zu nennen ist.

Solche internen ozeanischen Moden können jedoch durch atmosphärisches Rauschen verstärkt oder gedämpft werden (Weisse et al., 1994).

Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre

a) Passiver Ozean

Hasselmann (1976) entwickelte das Konzept des stochastischen Klimamodells. Dieses basiert auf einer Einwegkopplung des Ozeans mit der Atmosphäre, wobei der atmosphärische Antrieb des Ozeans als "weißes" Rauschen (im allgemeinen via synoptische Störungen) beschrieben wird. Hasselmann konnte zeigen, daß dieser Antrieb zu "roten" Spektren in den ozeanischen Größen führt. Die Ursachen liegen in den längeren Zeitskalen des Ozeans begründet (z.B. längere Relaxationszeiten der Temperatur, unter anderem bedingt durch die größere Wärmekapazität). Der Ozean wirkt also wie ein Integrator der hochfrequenten atmosphärischen Störungen. Frankignoul und Hasselmann (1977) konnten in ihren Untersuchungen der interannualen Variabilität in den mittleren Breiten der ozeanischen Deckschicht dieses Konzept bestätigen.

Zoritas und Frankignouls (1996) sowie Klingspohn (1996) detektierten eine Oszillation mit einer Periode von etwa 18 Jahren in einer Langzeitintegration des gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modells ECHAM1/LSG über dem Nordatlantik. Sie vermuteten, daß die Anomalien in der SST durch die Atmosphäre angetrieben werden, d.h. daß der Ozean lediglich passiv auf einen atmosphärischen Antrieb reagiert, wobei die Zeitskala von dem Ozean bestimmt zu sein scheint. Hierbei spielen sowohl die vertikale Temperaturadvektion im Ozean, welche durch "Eckman pumping" angetrieben wird, als auch die horizontale Advektion eine entscheidende Rolle. Der Ursprung der atmosphärischen Komponente blieb jedoch ungeklärt. Diese Vorstellung eines passiven Ozeans wurde von Frankignoul et al. (1997) aufgegriffen. Sie erweiterten das Konzept von Hasselmann so, daß die windgetriebene horizontale Zirkulation des Ozeans ("Ocean-gyres") mitberücksichtigt werden konnte.

b) Aktiver Ozean

Eine der ersten Arbeiten zur Analyse der Variabilität über dem Nordatlantik stammt von Bjerknes (1964). Er untersuchte Beobachtungen der Meeresoberflächentemperatur (SST) und des Bodendrucks des Zeitraumes 1890 bis 1938. Seine Hypothese zur Klärung der beobachteten Variabilität war, daß die Variationen im Bereich von Jahren im wesentlichen durch lokale Wechselwirkungsprozesse der beiden Klimasubsysteme Ozean und Atmosphäre bedingt seien, wobei eine starke atmosphärische Zirkulation mit einer Warmanomalie südlich bzw. einer Kaltanomalie nördlich des Golfstromes verbunden ist. Bei der dekadischen Variabilität hingegen wird eine starke atmosphärische Zirkulation von einer Kaltanomalie der SST des gesamten Nordatlantiks begleitet. Bjerknes vermutete, daß die Kaltanomalie durch einen verringerten meridionalen Temperaturtransport bedingt sei, wobei die Atmosphäre dazu tendiert, diesen geringeren Temperaturtransport zu kompensieren, also dem Ozean eine aktive Rolle zukommt. Deser und Blackmon (1993)

sowie Kuschner (1994) fanden bei der Analyse von wesentlich längeren Beobachtungsreihen vergleichbare Variabilitätsmuster über dem Nordatlantik auf der interdekadischen Zeitskala. Auch sie vermuteten eine aktive Rolle des Ozeans und wiesen auf den möglichen Zusammenhang mit der thermohalinen Zirkulation hin. Diesen Zusammenhang konnten Timmermann et al. (1998) in Daten einer Langzeitintegration des ECHAM2/LSG bestätigen. Die von ihnen detektierte interdekadische Anomalie über dem Nordatlantik wies aber eine wesentlich längere Periodenlänge auf.

Latif und Barnett (1994) fanden in einer 70 Jahre Integration des gekoppelten Ozean-Atmosphäre Klimamodells ECHO eine ca. 20 jährige Oszillation im Nord Pazifik. Sie vermuteten, daß diese Variabilität auf einer instabilen Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre beruht. Demnach führt eine anomale starke atmosphärische Zirkulation zu einer erhöhten Aktivität der Ozeanzirkulationsräder, was eine Warmanomalie der SST in den mittleren Breiten hervorruft. Diese verstärkt den meridionalen Temperaturgradienten nördlich zur Anomalie. Palmer und Sun (1985) zeigten, daß die Antwort der Atmosphäre auf eine Warmanomalie in den mittleren Breiten in einer nordwärts verschobenen Aktivität der baroklinen Zyklonen besteht. Dies führt nördlich der SST Anomalie zu einer Verstärkung, südlich zu einer Abschwächung des Westwindes mit der Folge eines anomalen hohen Drucks bzw. einer anomalen schwachen atmosphärischen Zirkulation östlich der Warmanomalie.

Robertson (1996) isolierte eine Oszillation von ca. 18 Jahren in der Nordpazifikregion in einer 500 Jahre Integration des gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modells ECHAM1/LSG mittels der M-SSA Methode. Er zeigte, daß sowohl die Temperaturadvektion im Ozean als auch die Flüsse von latenter bzw. sensibler Wärme für die SST Anomalien verantwortlich sind. Er vermutete, daß der Ursprung der Anomalien auf einem ähnlichen, von Latif und Barnett beschriebenen Mechanismus beruht. Klingspohn (1996) wies auf den Zusammenhang dieser 18-jährigen Mode über dem Nordatlantik und Nordpazifik hin. Mehrere Autoren fanden bei statistischen bzw. numerischen Analysen von gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modellen interdekadische Variabilitätsmuster über dem Nordatlantik, welche ihren Ursprung vermutlich in eine instabile Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre haben. (vgl. Grötzner et al., 1998).

Allen gemeinsam ist, daß auf der interdekadischen Zeitskala eine anomale hohe SST in den mittleren Breiten von einer Abschwächung der atmosphärischen Zirkulation begleitet wird. Der Ursprung der atmosphärischen Komponente ist bislang noch umstritten. In dieser Arbeit wird von der Hypothese ausgegangen, daß sich ein Teil der atmosphärischen Komponente durch die Anregung von internen, atmosphärischen Moden, speziell von singulären Moden erklären läßt. Die Analysen basieren auf einem linearen, baroklinen quasigeostrophischen Modell, wobei der Grundzustand aus Daten des ECHAM1/LSG¹ Kontrolllaufes abgeleitet wird. Sie beziehen sich auf die von Klingspohn (1996) detektierte Oszillation mit einer Periode von 18 Jahren über der Nordhemisphäre bzw. über dem Nordatlantik. Diese Anomalie ist derzeit von besonderem Interesse, da in jüngster Zeit eine 17-jährige Mode in Beobachtungsdaten des Nordwesteuropäischen Schelfs nachgewiesen werden konnte (Sündermann, 1998). Konkret wird die Datengrundlage gebildet aus Jahres- bzw. Tageswerten der Stromfunktion auf den Druckflächen 200 hPa, 500 hPa und 850 hPa, welche aus der Kontrollintegration des ECHAM1/LSG (im folgenden als GCM-Experiment bezeichnet) für den Integrationszeitraum von 500 Jahren (Jahr 9-508)

¹Eine genaue Beschreibung des Modells ist in Maier-Raimer et al. 1993, Cubasch et al. 1992 und v. Storch, 1994 zu finden.

herrühren.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zuerst wird die Theorie der singulären Moden und das verwendete barokline quasigeostrophische Modell vorgestellt. Darauf aufbauend werden die singulären Moden des linearen Modelloperators berechnet, mit den interdekadischen Zirkulationsmustern verglichen und das lineare Modell mit einem realistischen Antrieb gelöst.

2 Theoretische Vorbetrachtungen

Um den Einfluß von singulären Vektoren auf das Zustandekommen der atmosphärischen Komponente der interdekadischen Oszillationsmode zu untersuchen, wird ein lineares, baroklines, quasi-geostrophisches Modell verwendet. Als Prototyp dient hier zunächst die quasi-geostrophische potentielle Vorticitygleichung im p-System. Die Gleichung soll lediglich exemplarisch angegeben werden, dh. für eine Druckfläche. Diese Form der Gleichung ist zur Darstellung des Linearisierungskonzeptes sowie für die Darstellung der Theorie der singulären Moden die geeignetste, weil sie die vertikale Diskretisierung offenhält.

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -J(\Psi, q) - D(\Psi) + S. \quad (1)$$

Hier bedeuten q die potentielle Vorticity (PV), Ψ die Stromfunktion der horizontalen, geostrophischen Strömung, $D(\Psi)$ einen linearen Operator, der dissipative Terme enthält, S eine zeitlich konstante Quelle für PV und J den zweidimensionalen Jakobioperator.

2.1 Linearisierung

Bei der Linearisierung wird dem Konzept von Molteni (1996) gefolgt. Er zerlegt die Stromfunktion Ψ und die PV q in ein klimatologisches Mittel, welches aus den ersten 500 Jahren des Kontrollaufs des ECHAM1/LSG berechnet wird, sowie in eine niederfrequente und in eine hochfrequente Komponente.

$$\begin{aligned} \Psi &= \Psi_c + \tilde{\Psi} + \Psi' \\ q &= q_c + \tilde{q} + q'. \end{aligned}$$

Mit

- 1.) langzeitlichem Mittel: $\Psi_c = \langle \Psi \rangle$ und $q_c = \langle q \rangle$
- 2.) niederfrequenter Anomalie: $\tilde{\Psi} = \Psi - \langle \Psi \rangle$ und $\tilde{q} = q - \langle q \rangle$
- 3.) und hochfrequenter Komponente: $\Psi' = \Psi - \tilde{\Psi}$ und $q' = q - \tilde{q}$

Diese Zerlegung wird in Gleichung 1 eingesetzt und über einen Zeitraum gemittelt, welcher der Lebensdauer der niederfrequenten Anomalien entspricht. Dabei wird berücksichtigt, daß die klimatologischen Größen Ψ_c und q_c zeitlich invariant sind und daß das zeitliche Mittel der gestrichenen Größen verschwindet. Gleichung 1 geht dann über in:

$$\frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} = \frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} = J(\hat{\Psi}, \tilde{q}) - J(\tilde{\Psi}, \hat{q}) - D(\tilde{\Psi}) - J(\hat{\Psi}, \hat{q}) - D(\hat{\Psi}) + S - \overline{J(\Psi', q')} \quad (2)$$

Erweitert man Gleichung 2, indem der Term $\langle J(\Psi', q') \rangle$ addiert und subtrahiert wird, so läßt sich Gleichung 2 in folgender Form schreiben:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} = -J(\tilde{\Psi}, \tilde{q}) + L(\tilde{\Psi}) + \tilde{F} + \hat{F}, \quad (3)$$

wobei die einzelnen Terme wie folgt definiert sind:

$$L(\tilde{\Psi}) = -J(\hat{\Psi}, \tilde{q}) - J(\tilde{\Psi}, \hat{q}) - D(\tilde{\Psi})$$

$$\hat{F} = -J(\hat{\Psi}, \hat{q}) - D(\hat{\Psi}) + S - \langle J(\Psi', q') \rangle$$

$$\tilde{F} = -\overline{J(\Psi', q')} + \langle J(\Psi', q') \rangle.$$

$L(\tilde{\Psi})$ ist ein Operator, der alle Größen enthält, die linear in $\tilde{\Psi}$ sind. \hat{F} repräsentiert einen zeitlich invarianten Antrieb, und \tilde{F} ist die zeitlich gemittelte Anomalie der hochfrequenten Transienten.

Es soll nun, wie von Marshall und Molteni (1993) vorgeschlagen, angenommen werden, daß zwei quasistationäre Lösungen $\tilde{\Psi}_{\oplus}$ und $\tilde{\Psi}_{\ominus}$ existieren, so daß $\frac{\partial \tilde{q}_{\oplus}}{\partial t} \approx 0$ und $\frac{\partial \tilde{q}_{\ominus}}{\partial t} \approx 0$ gilt. Werden diese Lösungen jeweils in Gleichung 3 eingesetzt und voneinander subtrahiert, so folgt:

$$L(\tilde{\Psi}_{\oplus} - \tilde{\Psi}_{\ominus}) + \tilde{F}_{\oplus} - \tilde{F}_{\ominus} - J(\tilde{\Psi}_{\oplus}, \tilde{q}_{\oplus}) + J(\tilde{\Psi}_{\ominus}, \tilde{q}_{\ominus}) \approx 0 \quad (4)$$

Weiterhin soll gelten, daß die beiden Lösungen bis auf das Vorzeichen annähernd gleich sind, dh. $\tilde{\Psi}_{\oplus} \approx -\tilde{\Psi}_{\ominus}$. Der Grundzustand liegt dann zwischen diesen beiden Lösungen. Berücksichtigt man diese Bedingung, so verschwinden die nichtlinearen Terme $J(\tilde{\Psi}_{\oplus}, \tilde{q}_{\oplus})$ und $J(\tilde{\Psi}_{\ominus}, \tilde{q}_{\ominus})$ in Gleichung 4:

$$L(\tilde{\Psi}_{\oplus} - \tilde{\Psi}_{\ominus}) + \tilde{F}_{\oplus} - \tilde{F}_{\ominus} \approx 0 \quad (5)$$

Im Gegensatz zu Marshall und Molteni (1993), die postulierten, daß beide quasistationären Lösungen durch gleiche Antriebsstrukturen angeregt werden, soll hier die Herangehensweise von Molteni (1996) übernommen werden. Der Antrieb \tilde{F} soll näherungsweise eine lineare Funktion der großräumigen Zirkulation sein, so daß $\tilde{F}_{\oplus} \approx -\tilde{F}_{\ominus}$ für $\tilde{\Psi}_{\oplus} \approx -\tilde{\Psi}_{\ominus}$ gilt. Wird diese Annahme berücksichtigt, so folgt, daß $\tilde{\Psi}_{\oplus}$ und $\tilde{\Psi}_{\ominus}$ Lösungen der folgenden Gleichung sind:

$$L(\tilde{\Psi}) + \tilde{F} \approx 0 \quad (6)$$

H sei ein linearer Operator, der die PV in die Stromfunktion invertiert. So kann die Zeitableitung der Stromfunktion durch Anwendung von H auf beide Terme der Gleichung 6 erhalten werden, d.h.:

$$HL(\tilde{\Psi}) + H\tilde{F} = \hat{L}\tilde{\Psi} + H\tilde{F} \approx 0 \quad (7)$$

Die Gleichung 6 läßt sich nicht ohne weiteres lösen, da es für die Annahme, daß die Anomalie der hochfrequenten Transienten \tilde{F} eine lineare Funktion von $\tilde{\Psi}$ ist, bisher keine analytische Lösung gibt. Denn dieses würde eine vollständige Parametrisierung der baroklinen Instabilität bedeuten (Molteni, 1996).

2.2 Berechnung der Singulären Moden

Bei der Berechnung der singulären Moden (bei Molteni (1996) dynamische neutrale Vektoren genannt) wird der Antrieb \tilde{F} nicht berücksichtigt. In dem Abschnitt 3.5 wird das lineare Modell (Gleichung 6) mit einem realistischen Antrieb gelöst und mit dem ersten singulären Vektor verglichen. Die Gleichung zur Berechnung der singulären Moden des Modelloperators \hat{L} ist also nicht 7, sondern Gleichung 8.

$$\hat{L}\tilde{\Psi} \approx 0 \quad (8)$$

Gesucht werden solche quasistationären Lösungen $\tilde{\Psi}$ von Gleichung 8, die den mit der Gesamtvarianz des Systems normierten Betrag der relativen Stromfunktionstendenz

$$\lambda^2 = \frac{|\hat{L}\tilde{\Psi}|^2}{|\tilde{\Psi}|^2} = \frac{\langle \hat{L}\tilde{\Psi}, \hat{L}\tilde{\Psi} \rangle}{\langle \tilde{\Psi}, \tilde{\Psi} \rangle} \quad (9)$$

minimieren. Dabei symbolisieren die spitzen Klammern ein geeignetes inneres Produkt. Sei \hat{L}^+ der zu \hat{L} adjungierte Operator bezüglich dieses inneren Produkts, so läßt sich die Beziehung 9 schreiben als:

$$\lambda^2 = \frac{\langle \hat{L}^+ \hat{L} \tilde{\Psi}, \tilde{\Psi} \rangle}{\langle \tilde{\Psi}, \tilde{\Psi} \rangle} \quad (10)$$

Der selbstadjungierte Operator $\hat{L}^+ \hat{L}$ stellt eine positiv definite hermitesche Matrix dar. Daraus folgt:

- 1.) Die Bedingung 10 wird durch denjenigen Eigenvektor des Operators $\hat{L}^+ \hat{L}$ minimiert, der mit dem kleinsten Eigenwert verknüpft ist. Ein solcher Eigenvektor besitzt die Eigenschaft der Quasi-Stationarität.
- 2.) Die Eigenvektoren und Eigenwerte von $\hat{L}^+ \hat{L}$ sind zugleich die rechten singulären Vektoren und die quadrierten singulären Werte von \hat{L} .

Bei den hier vorgestellten Analysen werden die Lösungen von Gleichung 8, die der Anforderung einer minimalen relativen Stromfunktionstendenz genügen, durch eine Singulärwertzerlegung des Operators (der Matrix) \hat{L} bestimmt:

$$T = Q^T \hat{L} P, \quad (11)$$

hier ist T eine Diagonalmatrix, deren Diagonalelemente die singulären Werte λ_i ($\lambda_i > 0$) sind, P und Q jeweils eine orthogonale normierte Matrix, deren Spalten die rechten (p_i) bzw. linken (q_i) singulären Vektoren repräsentieren. Navarra (1993) identifizierte die linken singulären Vektoren als diejenigen Antriebsstrukturen, die die zugehörigen rechten singulären Vektoren optimal anregen können. Das Vektorpaar (q_i, p_i) mit dem zugehörigen singulären Wert λ_i wird als singuläre Mode bezeichnet.

Der Kehrwert des singulären Wertes λ^{-1} gibt das Verhältnis zwischen der Norm des Eigenvektors und der Norm seiner linearen Tendenz an. Molteni (1993) interpretierte λ^{-1} als die charakteristische Zeit der Änderung des singulären Vektors infolge der linearen Dynamik.

2.3 Modellgleichungen

Die hier dargelegte Modellstrategie basiert auf einem quasi-geostrophischen, baroklinen 3 Schichten Modell im p-System, analog dem von Marshall and Molteni (1993). Das Modell prognostiziert die quasi-geostrophische potentielle Vorticity für die Druckflächen 200 hPa (Index 1), 500 hPa (Index 2) und 850 hPa (Index 3) mittels der Modellgleichungen:

$$\begin{aligned}\frac{\partial q_1}{\partial t} &= -J(\Psi_1, q_1) - D_1(\Psi_1, \Psi_2) + S_1 \\ \frac{\partial q_2}{\partial t} &= -J(\Psi_2, q_2) - D_2(\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3) + S_2 \\ \frac{\partial q_3}{\partial t} &= -J(\Psi_3, q_3) - D_3(\Psi_2, \Psi_3) + S_3,\end{aligned}\tag{12}$$

wobei D_1 , D_2 und D_3 lineare dissipative Terme repräsentieren und S_1 , S_2 und S_3 konstante Quellen potentieller Vorticity sind. Die potentielle Vorticity für die Druckflächen ist dabei gegeben durch folgende lineare Beziehungen:

$$\begin{aligned}q_1 &= \Delta \Psi_1 - R_1^{-2}(\Psi_1 - \Psi_2) + f \\ q_2 &= \Delta \Psi_2 + R_1^{-2}(\Psi_1 - \Psi_2) - R_2^{-2}(\Psi_2 - \Psi_3) + f \\ q_3 &= \Delta \Psi_3 + R_2^{-2}(\Psi_2 - \Psi_3) + f(1 + \frac{h}{H_0})\end{aligned}\tag{13}$$

Hierbei ist $f = 2\Omega \sin(\phi)$. R_1 (=750km) bzw. R_2 (=550km) sind Rossby-Deformationsradien für die 200-500 hPa bzw. 500-850 hPa Schicht. h stellt die orographische Höhe und $H_0 = 8000\text{m}$ die vertikale Erstreckung der homogenen Atmosphäre ("scale-height") dar. Das Gleichungssystem 12 wird gemäß der in Abschnitt 2.1 angegebenen Weise linearisiert. Zur horizontalen Diskretisierung des Gleichungssystems 12 wird die Semi-Spektralmethode mit Kugelgeometrie benutzt, wobei die horizontale Auflösung (in globalen Kugelflächenfunktionen) mit der der atmosphärischen Komponenten des oben erwähnten Klimamodells übereinstimmt (T21).

2.4 Dissipative Terme

Die dissipativen Terme in Gleichung 12 D_1 , D_2 und D_3 für die Druckflächen 200hPa, 500hPa und 850hPa beinhalten die Temperaturrelaxation (TR_{12} und TR_{23}), die Ekmanreibung (EK_3) sowie die horizontale Diffusion (H_i , $i = 1, 2, 3$).

$$\begin{aligned}-D_1 &= TR_{12} - H_1 \\ -D_2 &= -TR_{12} + TR_{23} - H_2 \\ -D_3 &= -TR_{12} - EK_3 - H_3\end{aligned}$$

Die Temperaturrelaxation TR zwischen den Modellschichten wird folgendermaßen berechnet:

$$\begin{aligned}TR_{12} &= \tau_r^{-1} R_1^{-2}(\Psi_1 - \Psi_2) \\ TR_{23} &= \tau_r^{-1} R_2^{-2}(\Psi_2 - \Psi_3),\end{aligned}$$

wobei τ_r die Relaxationszeit repräsentiert.

Bei der Berechnung der Ekmanreibung wurde keine Unterscheidung zwischen Land und See Punkten vorgenommen. Die lineare Reibung kann dann wie folgt abgeschätzt werden:

$$EK_3 = \tau_e^{-1} \nabla^2 \Psi_3\tag{14}$$

Der Term:

$$H_i = c_h \nabla^8 q'_i \quad (15)$$

repräsentiert die horizontale Diffusion. Der Diffusionskoeffizient ist gegeben durch

$$c_h = \tau_h^{-1} a^8 (n(n+1))^{-4}, \quad (16)$$

wobei a der Erdradius, $n = 21$ die totale Wellenzahl und τ_h^{-1} die Diffusionszeit ist.

3 Ergebnisse

Es sollen nun die ersten singulären Moden des im Abschnitt 2 beschriebenen Operators des linearen baroklinen Modells genauer untersucht werden. Zu klären ist dabei zunächst deren Zusammenhang mit der langperiodischen atmosphärischen Variabilität über der Nordhemisphäre (welche sich in den führenden EOF's manifestiert) bzw. der detektierten interdekadischen Oszillationsmode.

3.1 Wahl der Parameter und des Grundzustandes

Bei der Berechnung des linearen baroklinen Modelloperators \hat{L} gehen, wie bereits erwähnt, lediglich der Grundzustand sowie die dissipativen Größen ein. Der hier verwendete Grundzustand ist das 500 Jahre Mittel der aus der og. Kontrollintegration herrührenden Stromfunktion auf der 200 hPa, 500 hPa sowie der 850 hPa Druckfläche. Dieser Grundzustand ist in Abbildung 1 dargestellt. Deutlich sichtbar sind die subtropischen "Jets" über dem Nordpazifik und dem Nordatlantik, welche in Lage und Ausprägung in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen stehen. Die Längenabhängigkeit des Grundzustandes auf der Südhemisphäre ist, wie aus Beobachtungen bekannt, gering. Die zur Berechnung des Modelloperators \hat{L} verwendeten Parameter sind in Tabelle 1 angegeben.

Tabelle 1: Die zur Berechnung des Modelloperators \hat{L} verwendeten Parameter, wobei τ_r , τ_e und τ_h die Zeitskalen der Temperaturrelaxation, der Ekmanreibung und der Horizontaldiffusion darstellen, R_1 und R_2 die Rossbydeformationsradien der 200-500hPa bzw. 500-850 hPa Modellschicht angeben und H_0 eine Skalenhöhe repräsentiert.

| τ_r [d] | τ_e [d] | τ_h [d] | R_1 [Km] | R_2 [Km] | H_0 [Km] |
|--------------|--------------|--------------|------------|------------|------------|
| 25 | 9 | 2 | 750 | 550 | 8 |

3.2 Analyse der singulären Moden

Im Folgenden sollen die Ergebnisse der Singulärwertzerlegung der Matrix \hat{L} dargestellt werden, die mit dem o.g. Grundzustand und Parametersatz berechnet wurden. Die Matrix \hat{L} ist nicht singulär, aber sie ist schlecht konditioniert. Ein Maß dafür, wie nahe eine Matrix einer singulären ist, ist die Konditionierungszahl $COND$, welche über das Verhältnis zwischen dem größten und dem kleinsten singulären Wert einer gegebenen Matrix definiert ist. Je größer die Konditionierungszahl, desto schlechter ist diese Matrix

konditioniert, d.h. sie tendiert stärker zur Singularität. In dem vorliegenden Fall beträgt die Konditionierungszahl $COND=491152$. Metz (1994) fand bei Analysen eines linearen barotropen Modelloperators wesentlich geringe Konditionierungszahlen. Sie lagen dort im Bereich von $10^2 - 10^3$. In Tabelle 2 sind die charakteristischen Zeiten der zehn führenden singulären Vektoren angegeben. Bei dem ersten singulären Vektor beträgt diese etwa 71822 Tage und hebt sich von den darauffolgenden deutlich ab.

Tabelle 2: Charakteristische Zeit (Tage)

| NR. | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 5 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|-------------------|-------|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| $\lambda^{-1}[d]$ | 71822 | 1483 | 808 | 597 | 303 | 286 | 234 | 212 | 194 | 180 |

3.2.1 Der erste rechte singuläre Vektor

In Abbildung 2 ist der erste rechte singuläre Vektor für die 200 hPa, 500 hPa und 850 hPa Modellfläche dargestellt. Es zeigt sich, daß dieser in allen drei Modellschichten vor allem über der Nordhemisphäre ausgeprägt ist und ein äquivalent barotropes Verhalten aufweist. In den mittleren Breiten der Nordatlantikregion ist deutlich ein Dipolmuster zu erkennen, wobei ein Pol im Bereich Neufundlands und der zweite entlang des 30° Breitenkreises lokalisiert ist. In der Polarzone zeigt dieser Vektor für die 200hPa und 500hPa Modellschicht ein stark zonal orientiertes Windfeld. Über dem Nordpazifik weist der rechte singuläre Vektor nur geringe Ausprägung auf.

3.2.2 Anregung des ersten rechten singulären Vektors

Wie bereits erwähnt, zeigen die linken singulären Vektoren Antriebsstrukturen, welche die zugehörigen rechten singulären Vektoren optimal anregen (Navarra, 1993). Durch Analyse der horizontalen bzw. vertikalen Struktur der linken singulären Vektoren können die Regionen bestimmt werden, in denen anomale Quellen der PV bevorzugt zur Anregung der zugehörigen rechten singulären Vektoren führen können. In Abbildung 3 ist der erste linke singuläre Vektor für die drei Modellschichten angegeben. Am stärksten ausgeprägt sind diese Strukturen in der 500 hPa bzw. 850 hPa Modellschicht. Bei der 200hPa Schicht besteht die Antriebsstruktur aus zwei in den Tropen gelegenen Wellenzügen. Die Antriebsstrukturen für die 500 hPa bzw. 850 hPa Modellschicht sind im wesentlichen ähnlich und etwa gleicher Größenordnung, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen. Die größten Amplituden sind im Bereich des Ochotskischen Meeres (nördlich von Japan), im zentralen Nordpazifik östlich der Datumsgrenze sowie in der "stormtrack"-Region des Nordatlantiks sichtbar.

3.3 Zusammenhang mit den führenden EOF's

Verschiedene Autoren haben auf den Zusammenhang zwischen den singulären Moden eines linearen Modelloperators und der langperiodischen atmosphärischen Variabilität (sichtbar in den führenden EOF's der Stromfunktion) hingewiesen (vgl. Navarra (1993), Marshall and Molteni (1993) und Metz (1994)).

Der Zusammenhang zwischen den ersten rechten singulären Vektoren und den führenden EOF's der Stromfunktion des GCM-Experimentes soll nun über der Nordhemisphäre untersucht werden. Dazu werden die Muster der ersten vier singulären Vektoren mit den

führenden vier EOF's der Stromfunktion auf den Druckflächen 200 hPa, 500 hPa und 850 hPa korreliert.

Ein Test, auf welchem Vertrauensniveau die Musterkorrelationen signifikant sind, ist insoweit problematisch, da es kein exaktes Verfahren zur Bestimmung der Freiheitsgrade räumlicher Strukturen gibt. Es soll daher ein Verfahren Anwendung finden, welches geeignet erscheint, eine grobe Abschätzung der Freiheitsgrade zu erhalten. Dabei soll das Muster des zu testenden rechten singulären Vektors auf eine geeignete orthogonale Basis projiziert werden. Die Zahl der Freiheitsgrade ist dann die Anzahl der Basisvektoren, die etwa 95% der räumlichen Varianz des zu testenden Musters erklären. In dem hier zu untersuchenden Fall ist ein geeignetes Basissystem sicherlich die EOF der Stromfunktion auf der jeweiligen Druckfläche. Datengrundlage sollen die jeweiligen Jahreswerte des GCM-Experimentes sein. Es zeigte sich, daß eine Wahl von 30 Freiheitsgraden für Untersuchungen der Nordhemisphäre sinnvoll ist. Die Signifikanz wird dann mit einem Z-Test überprüft. Bei einer Wahl von 30 Freiheitsgraden wären die Korrelationskoeffizienten von über ± 0.458 auf dem 99%, über ± 0.360 auf dem 95% und über ± 0.306 auf dem 90% Vertrauensniveau signifikant. Die Ergebnisse der Musterkorrelation sind in Tabelle 3 dargestellt.

Es zeigt sich, daß der erste rechte singuläre Vektor mit der ersten EOF der jeweiligen

Tabelle 3: Korrelationen der ersten vier singulären Vektoren mit den führenden EOF's der Stromfunktion (Jahresmittel) für die jeweilige Modellschicht. Signifikante Korrelationen auf dem 95% Vertrauensniveau sind mit einem Stern und auf dem 99% Vertrauensniveau mit zwei Sternen gekennzeichnet.

| Stromfunktion: 200 hPa | EOF 1 | EOF 2 | EOF 3 | EOF 4 |
|----------------------------|----------|----------|----------|----------|
| 1. rechte singuläre Vektor | -0.506** | 0.141 | 0.021 | -0.026 |
| 2. rechte singuläre Vektor | 0.174 | -0.367* | 0.228 | -0.027 |
| 3. rechte singuläre Vektor | -0.207 | 0.192 | -0.313 | 0.167 |
| 4. rechte singuläre Vektor | >0.001 | -0.031 | -0.467** | 0.162 |
| Stromfunktion: 500 hPa | EOF 1 | EOF 2 | EOF 3 | EOF 4 |
| 1. rechte singuläre Vektor | 0.519** | -0.173 | -0.058 | -0.469** |
| 2. rechte singuläre Vektor | -0.240 | 0.305 | -0.136 | 0.001 |
| 3. rechte singuläre Vektor | 0.281 | -0.562** | 0.071 | 0.308 |
| 4. rechte singuläre Vektor | 0.234 | 0.117 | -0.040 | 0.060 |
| Stromfunktion: 850 hPa | EOF 1 | EOF 2 | EOF 3 | EOF 4 |
| 1. rechte singuläre Vektor | 0.459** | 0.009 | -0.096 | 0.359 |
| 2. rechte singuläre Vektor | -0.234 | 0.043 | 0.038 | 0.053 |
| 3. rechte singuläre Vektor | 0.334 | 0.417* | -0.206 | 0.310 |
| 4. rechte singuläre Vektor | 0.318 | -0.005 | 0.129 | -0.071 |

Druckfläche auf dem 99% Signifikanzniveau korreliert. Die räumliche Varianz, die dieser von der führenden Mode der langperiodischen atmosphärischen Variabilität erklärt, liegt demnach im Bereich von 25%. Signifikante Korrelationen zeigen sich weiterhin bei der zweiten bzw. dritten EOF der 200 hPa Stromfunktion mit dem zweiten rechten bzw. vierten rechten singulären Vektor dieser Druckfläche sowie bei der dritten EOF der 500 hPa und 850hPa Druckfläche mit dem dritten singulären Vektor. Außergewöhnlich stark ist die vierte EOF (500 hPa) mit dem ersten singuläre Vektor korreliert. Zusammenfassend

läßt sich sagen, daß auch die singulären Moden eines baroklinen linearen Modelloperators große Anteile der Varianz der führenden Moden der langperiodischen atmosphärischen Variabilität (also die Zeitskalen, die ≥ 1 Jahr sind) über der Nordhemisphäre erklären, wobei die erste singuläre Mode die meiste räumliche Varianz zu erklären vermag. In Abbildung 4 ist die erste EOF der Stromfunktion bei 500 hPa über der Nordhemisphäre dargestellt.

3.4 Zusammenhang mit der 18 Jährigen Mode

Es soll nun geprüft werden, ob ein Zusammenhang zwischen der Anregung des ersten rechten singulären Vektors und der Entstehung der atmosphärischen Komponente der im GCM-Experiment detektierten Oszillation über der Nordhemisphäre mit einer Periode von 18 Jahren besteht. Dazu wird der Anteil räumlicher Varianz berechnet, die der führende rechte singuläre Vektor von der atmosphärischen Komponente der Oszillationsmode in Abhängigkeit von deren Phase zu erklären vermag. Weiterhin soll der Frage nachgegangen werden, ob im GCM-Experiment Anregungsstrukturen existieren, die eine Anregung des ersten rechten singulären Vektors vermögen und, falls diese vorhanden sind, zeitlich kohärent mit der Oszillationsmode auftreten.

3.4.1 Die räumliche Struktur

Die räumlichen Muster der ersten vier rechten singulären Vektoren für die 500 hPa Modellschicht werden mit dem "composite"-Muster der detektierten interdekadischen Mode in der 500 hPa Stromfunktion zu jeder Phase der Oszillation korreliert. Zur Berechnung der "composites" siehe Klingenspohn (1996). Die Ergebnisse dieser Korrelationen sind in Abbildung 5 dargestellt. Dabei bezeichnen die Phasen -9, 0 und 9 den Zustand der Oszillation mit maximaler Amplitude über dem Nordatlantik. Bei Phase 4 bzw. -4 ist keine Ausprägung über dem Nordatlantik sichtbar, bei Phase -5 und 3 zeigt die Oszillation maximale Ausprägung über dem Nordpazifik. Lediglich der erste rechte singuläre Vektor korreliert signifikant mit der Oszillationsmode (angegeben ist das 99% Konfidenzniveau bei 30 Freiheitsgraden). Es zeigt sich, daß die Korrelation im Bereich der Phase 0 (gleiches gilt für die Phase 9 und -9) am größten ist. Der Korrelationskoeffizient beträgt 0.635. Dieses ist gleichbedeutend damit, daß der erste singuläre Vektor über 40% der räumlichen Varianz der Oszillationsmode bei maximaler Ausprägung über dem Nordatlantik zu erklären vermag. Im Bereich der Phase 4,-4 sind die Muster unkorreliert.

In den Abbildungen 6 und 7 sind das "composite"-Muster der Anomalie der Oszillationsmode zum Zeitpunkt maximaler Amplitude über dem Nordatlantik (Phase 0) sowie der erste rechte singuläre Vektor über der Nordhemisphäre für die 500 hPa Modellschicht dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit der Muster wird das räumliche Mittel von den Mustern subtrahiert sowie eine Normierung durchgeführt. Das besonders ausgeprägte anomale Verhalten über dem Atlantik in Form eines Dipols deckt sich mit der Struktur des ersten singulären Vektors dieser Modellschicht. Gewisse Übereinstimmungen sind aber auch im Bereich des Asiatischen Kontinents sichtbar. Keine Übereinstimmung zeigt sich über dem Nordpazifik.

3.5 Lösung des linearen Modells

Es soll nun gezeigt werden, daß in dem GCM-Experiment Anregungsstrukturen existieren, welche zu einer Anregung des rechten singulären Vektors führen können. Es soll dazu das lineare barokline Modell, welches wir in Abschnitt 2 definiert haben, mit einem realistischen Antrieb, der aus dem GCM-Experiment extrahiert wird, gelöst werden.

$$\hat{L}\tilde{\Psi} + H\tilde{F} = 0, \quad (17)$$

wobei \hat{L} den linearen baroklinen Modelloperator und \tilde{F} den Antrieb durch die hochfrequenten Transienten darstellt. H ist ein linearer Operator, der die potentielle Vorticity in die Stromfunktion invertiert.

Als Antrieb \tilde{F} soll hier eine 5-Tage Anomalie der hochfrequenten Transienten fungieren. Datengrundlage sind Tageswerte der Stromfunktion auf der 200, 500 und 850 hPa Druckfläche der ersten 500 Jahre des GCM-Kontrollexperimentes, von denen der lineare Anteil des Trends abgezogen wurde. Die Jahresmittel der Lösung des linearen Modells werden dann mit dem ersten rechten singulären Vektor von \hat{L} korreliert. Das Ergebnis dieser Korrelation ist in Abbildung 8 dargestellt. Es zeigt sich, daß bis auf wenige Ausnahmen die Korrelation immer annähernd 1 bzw. -1 beträgt.

Im GCM-Experiment liegen also zu jedem Zeitpunkt HFT-Strukturen vor, die in der linearen Modellwelt in der Lage sind, den ersten singulären Vektor anzuregen. Korreliert man diese 5-Tages Anomalie der Transienten mit dem ersten linken singulären Vektor des Modelloperators, welcher nach Navarra (1993) die optimale Anregungsstruktur des rechten singulären Vektors darstellt, so findet man nur eine verschwindend geringe Übereinstimmung (Korrelationskoeffizienten von unter 0.04). Molteni (1996) zeigte, daß bei einem hinreichend schlecht konditionierten linearen Modelloperator (große Konditionierungszahl) die Lösung des linearen Modells unter Berücksichtigung eines HFT-Antriebs mit dem rechten singulären Vektor von \hat{L} hohe Korrelationen aufweisen kann, jedoch der Antrieb selbst nur geringe Projektion auf einen optimalen Antrieb (linker singulärer Vektor von \hat{L}) besitzen muß. Physikalisch interpretiert heißt dies, daß die führenden rechten singulären Vektoren eines (schlecht konditionierten) Modelloperators hochresonante Strukturen sind, die bereits bei geringer Anregung ihre räumliche Struktur zeigen. Der Antrieb selbst steuert dann nur die Amplitude dieser quasi-stationären Lösung.

Um zu testen, ob die Lösung des linearen Modells tendenziell die 18-jährige Mode zu reproduzieren vermag, wird die Kovarianz zwischen der Lösung des linearen Modells und dem ersten rechten singulären Vektor für die 500 hPa Modellschicht berechnet und dann ein "composite" dieser Kovarianzfunktion, wie in Klingenspohn (1996) angegeben, gebildet (Abbildung 9). Dabei bezeichnet die Phase -9, 0 und 9 wieder den Zustand der Oszillation mit maximaler Amplitude über dem Nordatlantik. Phase 4 bzw. -4 bedeutet keine Ausprägung über dem Nordatlantik und Phase -5 und 3 maximale Ausprägung über dem Nordpazifik. Zu erwarten wäre eine erhöhte Kovarianz im Bereich der Phase 0 bzw. 9 und -9. Es zeigt sich keine Tendenz, daß im Bereich der Phase 0 (gleichermaßen für die Phase 9 und -9) der Oszillation das Muster des rechten singulären Vektors bevorzugt ausgeprägt ist. Die gestrichelte Linie ist eine Ausgleichskurve auf der Basis eines Polynoms 3. Grades.

Es soll nun geprüft werden, inwieweit die Struktur des ersten singulären Vektors in den Rohdaten des GCM-Experimentes sichtbar ist. Dazu wird der erste rechte singuläre Vektor

bei 500 hPa mit den Jahreswerten der Stromfunktion (500hPa) über der Nordhemisphäre des GCM-Experimentes korreliert. In Abbildung 10 ist die Zeitreihe dieser Musterkorrelation angegeben. Es existieren relativ viele Zeitpunkte, wo die Muster eine signifikante Korrelation aufweisen. Eine gewisse Periodizität auf der interdekadischen Zeitskala ist jedoch nicht augenfällig. Es wird daher die Kovarianz zwischen den Rohdaten des GCM-Experimentes der Stromfunktion bei 500 hPa und dem ersten rechten singulären Vektor berechnet und dann ein "composite" dieser Kovarianzfunktion gebildet (Abbildung 11). Die gestrichelte Linie ist eine Ausgleichskurve auf der Basis eines Polynoms 3. Grades. Es zeigt sich, daß um die Phase 0 (gleichermaßen für die Phase 9 und -9) der Oszillation das Muster des rechten singulären Vektors bevorzugt ausgeprägt ist.

Im GCM-Experiment existieren fast immer Antriebsstrukturen, welche eine Anregung des ersten rechten singulären Vektors ermöglichen, aber das lineare Modell ist nicht in der Lage die 18-jährige Mode zu reproduzieren. Jedoch zeigt sich in der GCM-Integration, daß das Muster des ersten singulären Vektors die Tendenz aufweist, zur Phase 0 bzw. -9 und 9 der interdekadischen Oszillation besonders stark ausgeprägt zu sein. Dies legt den Schluß nahe, daß nichtlineare Prozesse in der GCM-Integration die Ausprägung dieses Zirkulationsmusters behindern und diese Prozesse vermutlich periodisch auftreten.

4 Diskussion

Der berechnete lineare barokline Modelloperator ist nahezu singulär. Die Konditionszahl ist in der Größenordnung 10^5 und damit wesentlich grösser als im barotropen Fall, wo die Konditionszahlen im Bereich von 10^2 bis 10^3 liegen (vgl. Metz 1994 und Metz 1995). Sensitivitätsstudien zeigen, daß die Konditionszahl bzw. die charakteristische Zeit des rechten singulären Vektors stark sensitiv auf leichte Variationen der dissipativen Terme reagieren, wo hingegen die räumliche Struktur der ersten rechten singulären Vektoren nur gering beeinflusst werden. Ein gleiches Verhalten konnten Marschall und Molteni (1993) bei ihren Sensitivitätsanalysen beobachten. Molteni (1996) wies darauf hin, daß gewisse Variation der charakteristischen Zeit unbedeutend ist, solange der zugehörige rechte singuläre Vektor in Beziehung zu einer quasistationären Lösung eines nicht linearen Modells steht.

Der von verschiedenen Autoren diskutierte Zusammenhang zwischen den singulären Moden eines barotropen Modelloperators und der niederfrequenten atmosphärischen Variabilität (vergl. Navarra 1993, Metz 1994 und Metz 1995) konnte für den Fall eines baroklinen Modelloperators ebenfalls aufgezeigt werden.

Der Anteil an der räumlichen Varianz, den der erste rechte singuläre Vektor an der interdekadischen Mode des GCM Experimentes zur Phase maximaler Ausprägung über dem Nordatlantik erklärt, beträgt über 40%.

Die Lösung des linearen Modells mit einem realistischen Antrieb zeigt, daß in der GCM Integration jederzeit Strukturen vorherrschen, die in der Lage sind den ersten singulären Vektor anzuregen, obwohl der erste linke singuläre Vektor, welcher die optimalen Antriebsstrukturen des zugehörigen rechten singulären Vektors darstellt, mit dem realistischen Antrieb (Anomalie der hochfrequenten Transienten) nahezu unkorreliert ist.

Molteni (1996) konnte nachweisen, daß die führenden singulären Vektoren eines schlecht konditionierten Modelloperators (wie bei dem hier untersuchten Fall) bereits bei ge-

ringfügiger Übereinstimmung des realistischen Antriebs mit den optimalen Antrieb diese Vektoren anregen können, dh. daß die führenden rechten singulären Vektoren hochresonante Strukturen sind.

Das Composite der Kovarianzfunktion des ersten rechten singulären Vektors und der Lösung des linearen Modells zeigt keine zeitliche Übereinstimmung mit der untersuchten interdekadischen Mode. Das heißt, das lineare Modell ist nicht in der Lage, die 18-jährige Oszillationsmode zu simulieren. Dagegen weist das Composite der Kovarianzfunktion der Rohdaten der Stromfunktion mit den ersten rechten singulären Moden darauf hin, daß zu den Zeitpunkten maximaler Amplitude der interdekadischen Mode über dem Nordatlantik das Muster des ersten rechten singulären Vektors bevorzugt auftritt. Es ist zu vermuten, daß in der GCM Integration nicht-lineare Prozesse die Ausprägung singulärer Vektoren modifizieren. Es erscheint derzeit unumstritten, daß die Periodenlängen interdekadischer Oszillationen durch ozeanische Prozesse bedingt sind. Insbesondere werden die Umlaufzeiten der ozeanischen Zirkulationsräder (vgl. Lativ und Barnet 1994, Robertson 1995, Zorita und Frankignoul 1996 sowie Klingspohn 1996) sowie die Kopplung an die THC diskutiert (Timmermann et al. 1998). Dennoch trägt offensichtlich die Anregung von internen atmosphärischen Moden zur atmosphärischen Komponente der interdekadischen Oszillation bei.

5 Schlußfolgerungen

Die Hypothese, daß sich ein Teil der atmosphärischen Komponente interdekadischer Klimavariabilität über der Nordhemisphäre über die Anregung von internen atmosphärischen Moden erklären läßt, konnte erhärtet werden. Einerseits konnte gezeigt werden, daß eine signifikante Projektion des ersten rechten singulären Vektors auf die interdekadische Anomalie der 500 hPa Stromfunktion zur Phase maximaler Ausprägung über dem Nordatlantik existiert. In dem GCM Experiment liegen Anregungsstrukturen vor, die es ermöglichen, diesen rechten singulären Vektor jederzeit anzuregen. Andererseits ist aber eine zeitliche Korrelation der interdekadischen Anomalie mit der Lösung des linearen Modells nicht erkennbar.

6 Literaturverzeichnis

- Blade, I., 1996: On the relationship of barotropic singular modes to the low-frequency variability of a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2393- 2399.
- Cubasch, U., K. Hasselmann, H. Hoesck, E. Maier-Reimer, U. Mikolajewitz, B.S. Santer und R. Sausen, 1992: Time-dependent greenhouse warming computations with a coupled ocean-atmosphere model. *Climate Dynamics*, **8**, 55-69.
- Delworth, T., S. Manabe, R.J. Stouffer, 1993: Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, **3**, 1993-2011.
- Deser, C and M.L. Blackmon, 1993: Surface climate variations over the North Atlantic Ocean during winter: 1900-1989, *J. Climate*, **6**, 1743-1753.
- James, I.N. and P.M. James, 1989: Ultra-low-frequency variability in a simple atmospheric circulation Model. *Nature*, **342**, 53-55.

- Greatbach, R.J. and S. Zhang, 1995: An interdecadal oscillation in an idealized ocean basin forced by constant heat flux. *J. Climate*, **8**, 81-91.
- Grötzner, A. M. Latif and T. P. Barnett, 1998: A decadal climate cycle in the North Atlantic Ocean as simulated by the ECHO coupled GCM. *J. Climate*, *accepted*, **11**, 831-847
- Klingspohn, M., 1996: Statistical analysis of the interdecadal Variability over the North Atlantic. *Wiss. Mitteilungen*, **3**, Leipziger Institut für Meteorologie und Institut für Troposphärenforschung (Herausg. A. Raabe, G. Tetzlaff, W. Metz), 170-185
- Kushnir, Y., 1994: Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. *J. Climate*, **7**, 141-157
- Lanczos, C., 1956: *Applied Analysis*. Prentice-Hall: Englewood Cliffs, N.J.
- Latif, M and T.P. Barnett, 1994: Causes of decadal climate variability over the North Pacific/North American sector. *Science*, **233**, 334-337.
- Marshall J. and F. Molteni, 1993: Toward a dynamical understanding of planetary-scale flow regimes. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1792-1818.
- Metz, W., 1994: Singular modes and low-frequency atmospheric variability. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1740-1753.
- Metz, W. 1995: Linear barotropic simulation of atmospheric low-frequency variability. *Wiss. Mitteilungen*, **1**, Leipziger Institut für Meteorologie und Institut für Troposphärenforschung (Herausg. A. Raabe, G. Tetzlaff, W. Metz), 22-33
- Navarra, A., 1993: A new set of orthogonal modes for linearized meteorological problems. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2569-2583
- Palmer, T.N. and Z. Sun, 1985: A modelling and observational study of the relationship between sea surface temperature in the north-west Atlantic and the atmospheric general circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 947-975.
- Robertson, A.W., 1996: Interdecadal variability over the north Pacific in a coupled ocean-atmosphere general circulation model. *Climate Dynamics*, submitted.
- J. Sündermann, 1998: Dekadische Variabilität auf dem Nordwesteuropäischen Schelf, *Annalen der Meteorologie*, **37**, 505.
- Timmermann, A., M. Latif, R. Voss and A. Grötzner, 1998: North Atlantic interdecadal variability: A coupled air-sea mode. *J. Climate*, in press
- Von Storch, J.-S., 1994: Interdecadal variability in a global coupled model. *Tellus*, **46A**, 419-432.
- Zorita, E. and C. Frankignoul, 1996: Modes of North Atlantic decadal variability in the ECHAM1/LSG coupled ocean-atmosphere general circulation model. *J. Climate*, **10**, 183-200

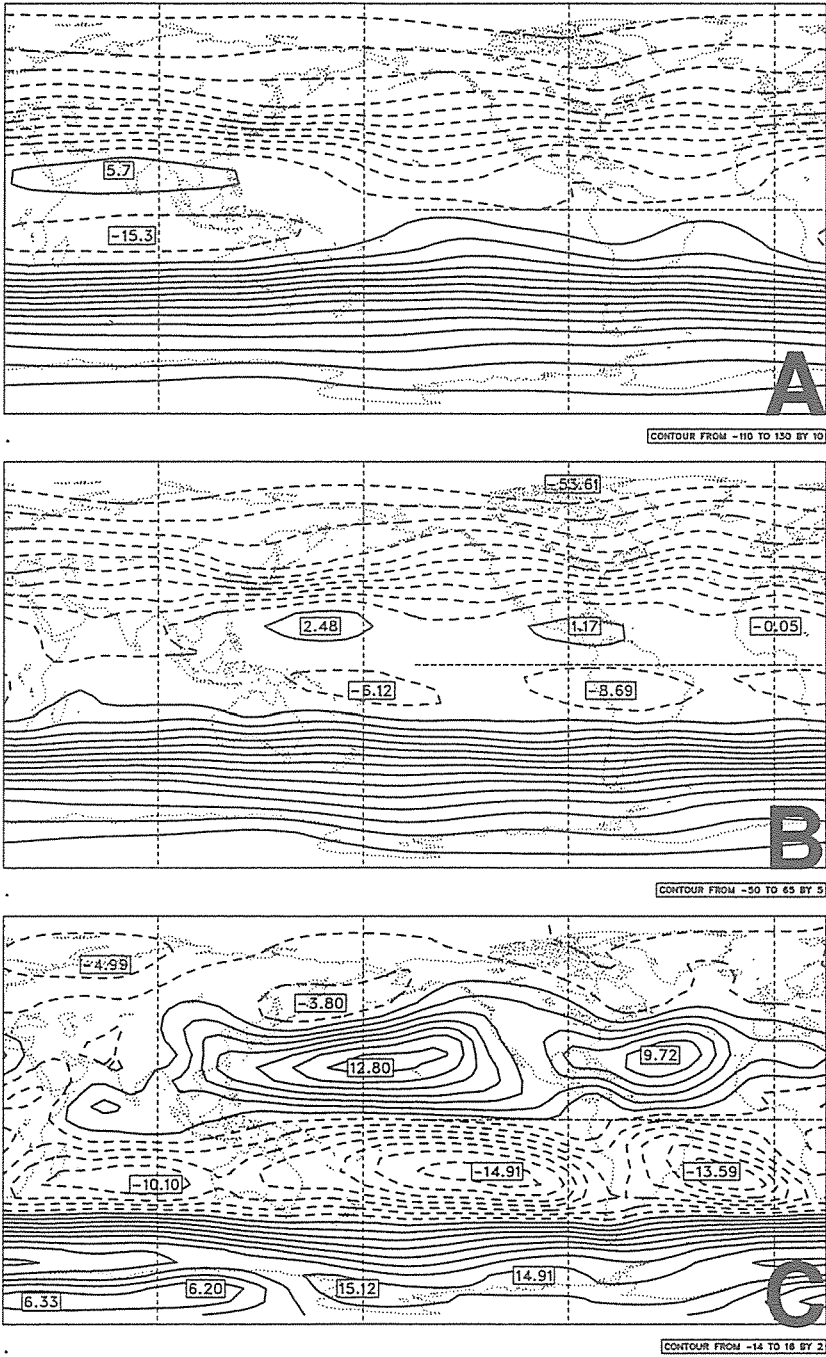


Abbildung 1: Klimatologisches Mittel der Stromfunktion (Einheit $10^6 m^2 s^{-1}$) : A) 200 hPa Composite, B) 500 hPa und C) 850 hPa.

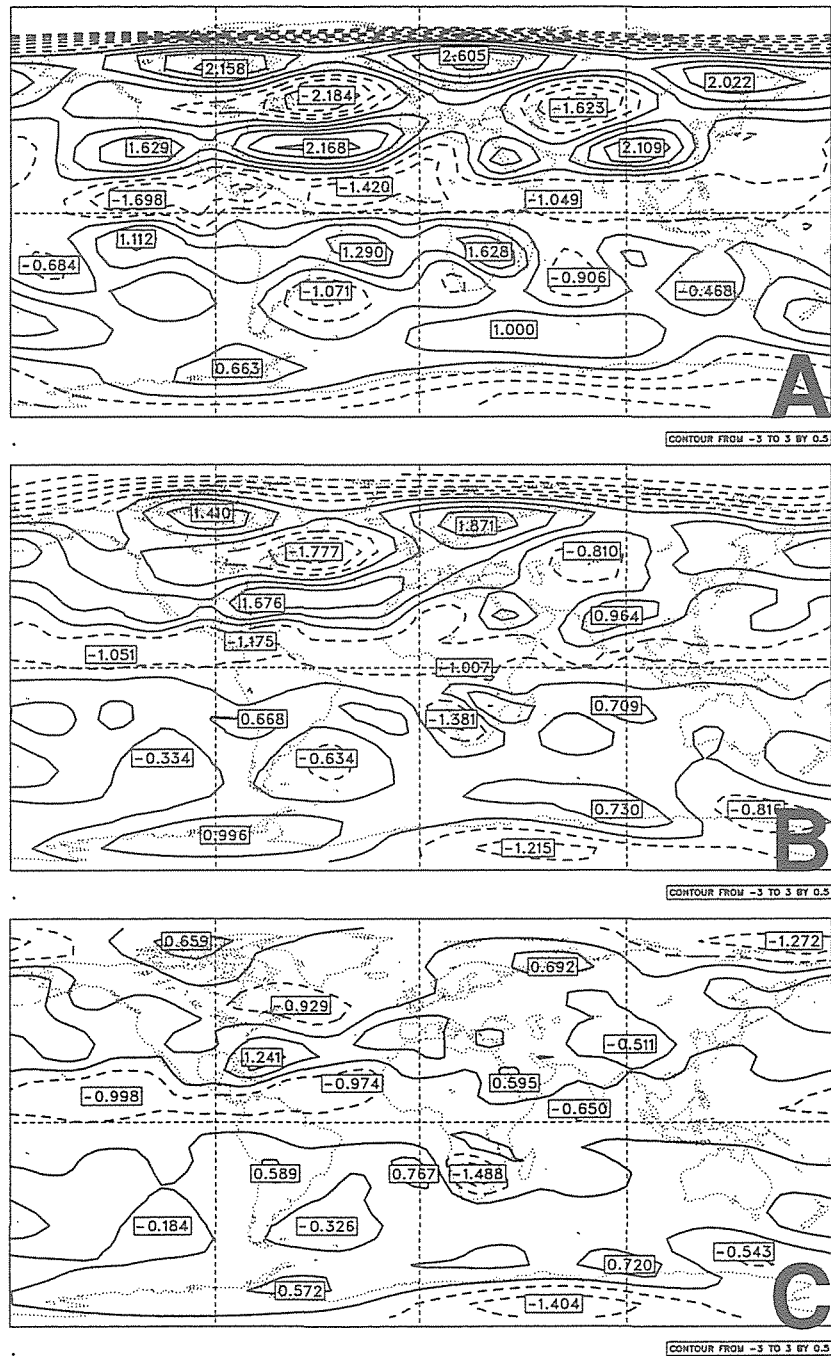


Abbildung 2: Der erste rechte singuläre Vektor (normiert): A) 200 hPa Composite, B) 500 hPa und C) 850 hPa.

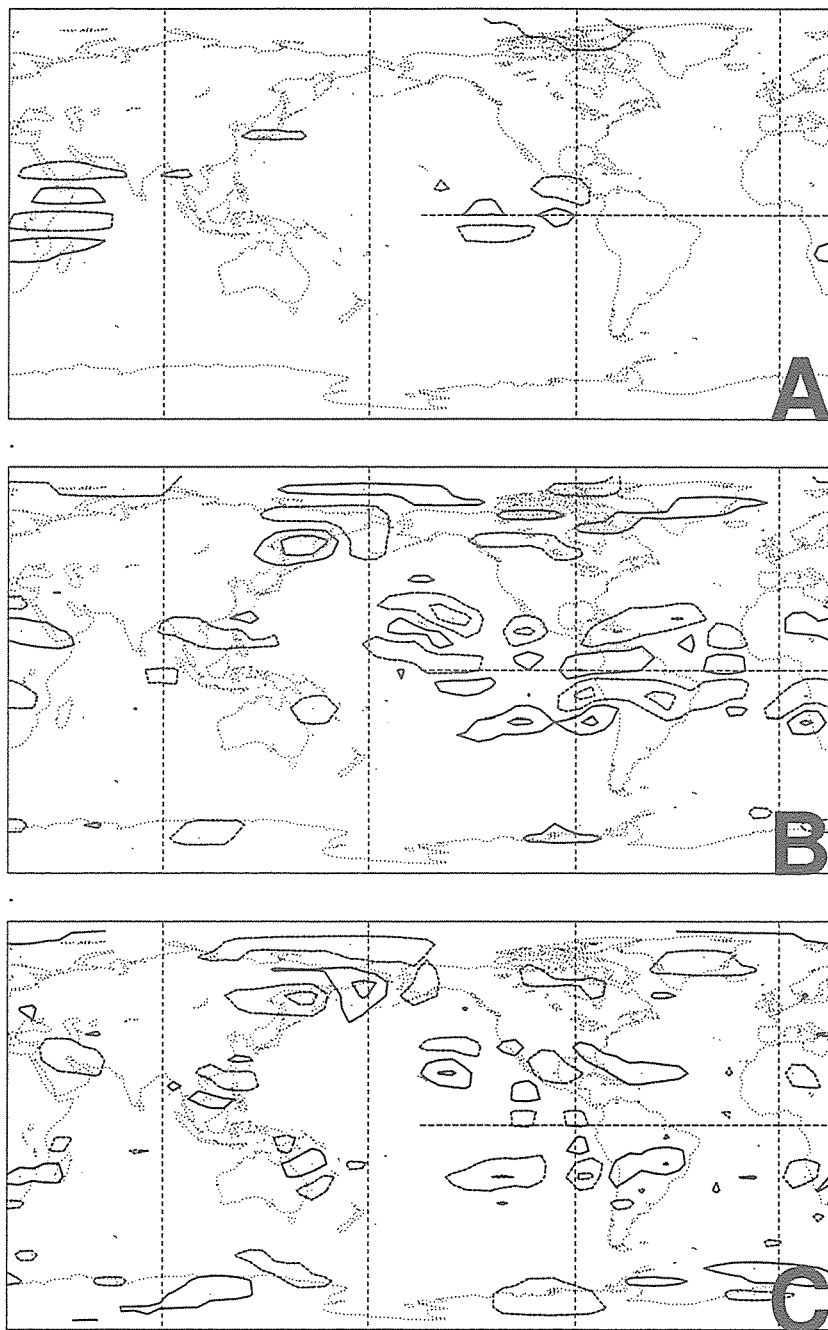


Abbildung 3: Der erste linke singuläre Vektor: A) 200 hPa Composite, B) 500 hPa und C) 850 hPa.

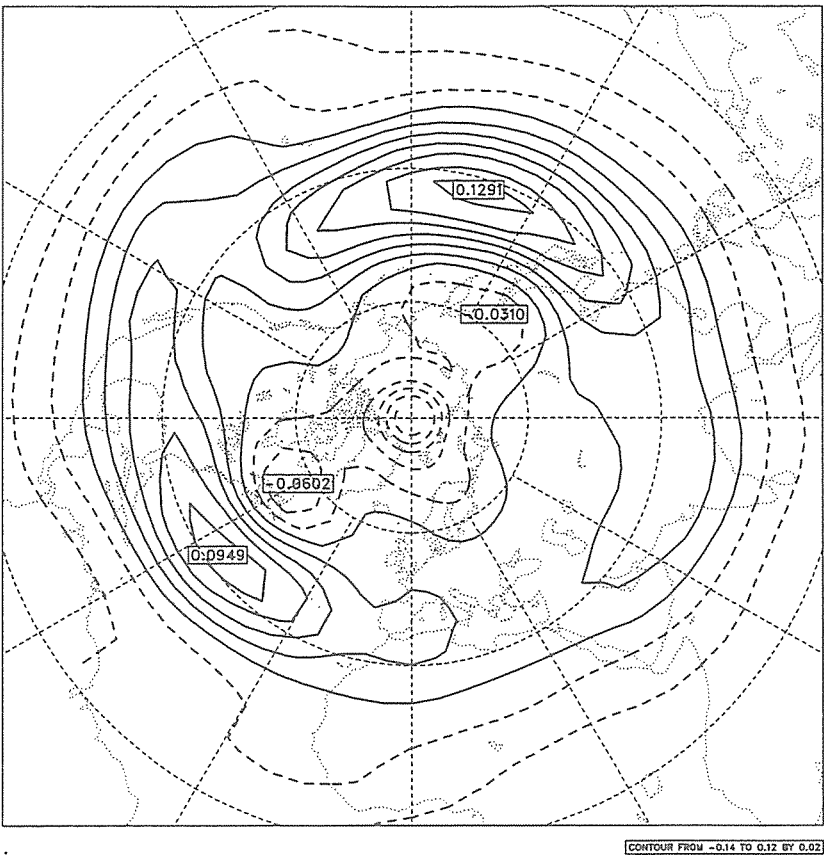


Abbildung 4: Erste EOF der Stromfunktion bei 500 hPa. Das räumliche Mittel wurde abgezogen und eine Normierung mit der räumlichen Standardabweichung durchgeführt.

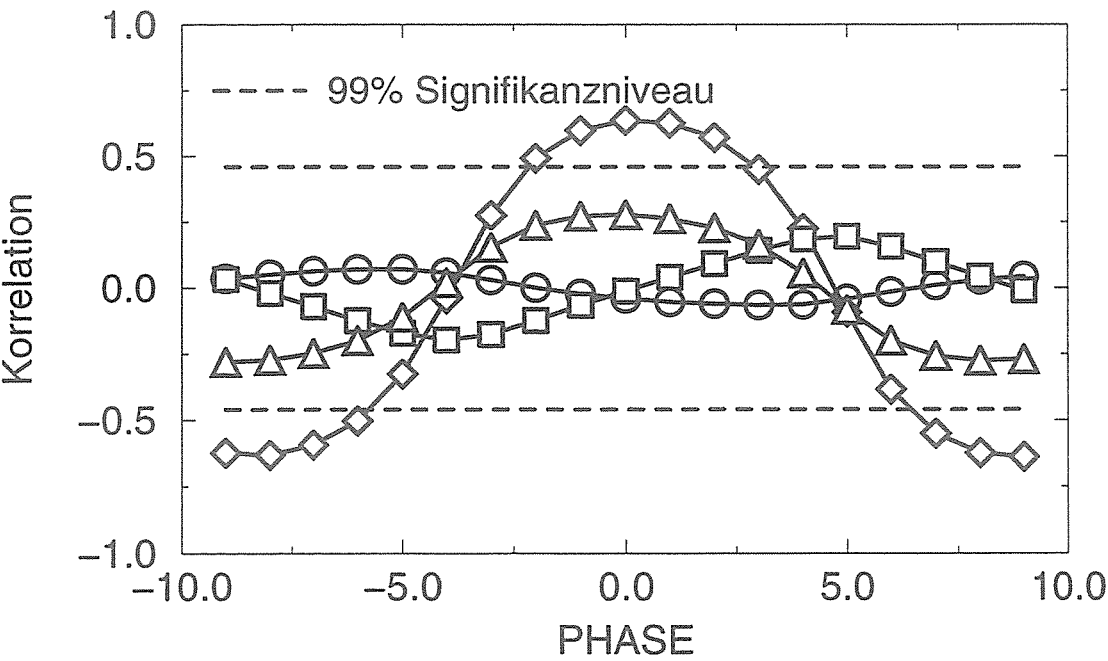


Abbildung 5: Korrelation der ersten vier rechten singulären Vektoren mit der interdekadischen Anomalie der Stromfunktion bei 500 hPa: Rauten erster SV, Kreise zweiter SV, Quadrate dritter SV und Dreiecke vierter SV.

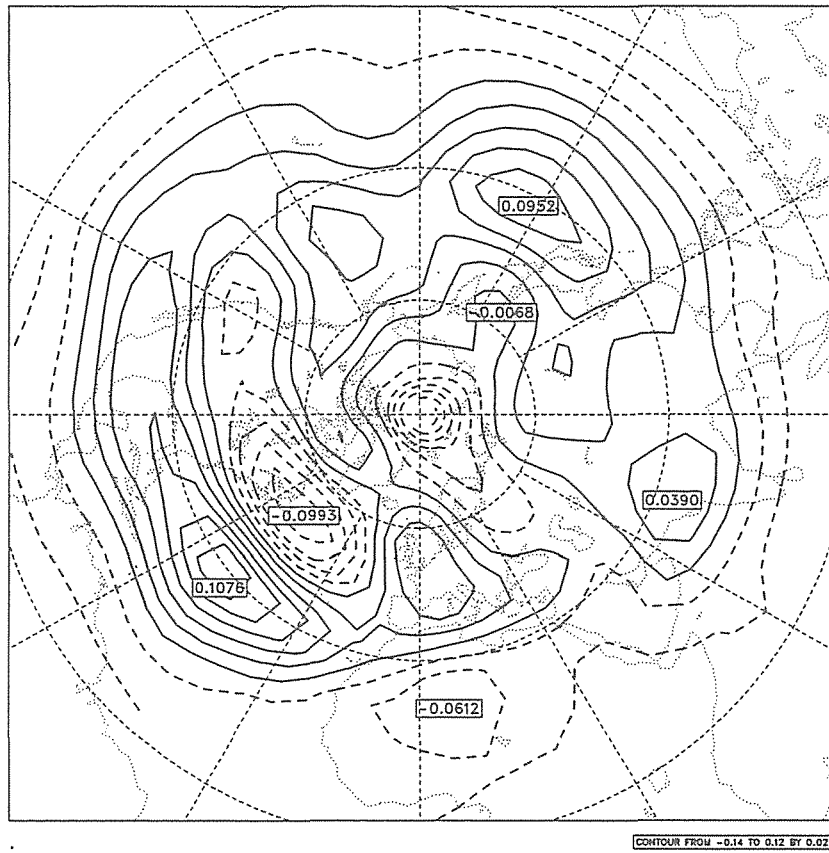


Abbildung 6: Composite-Muster der Stromfunktion bei 500 hPa zur Phase 0. Das räumliche Mittel wurde abgezogen und eine Normierung mit der räumlichen Standardabweichung durchgeführt.

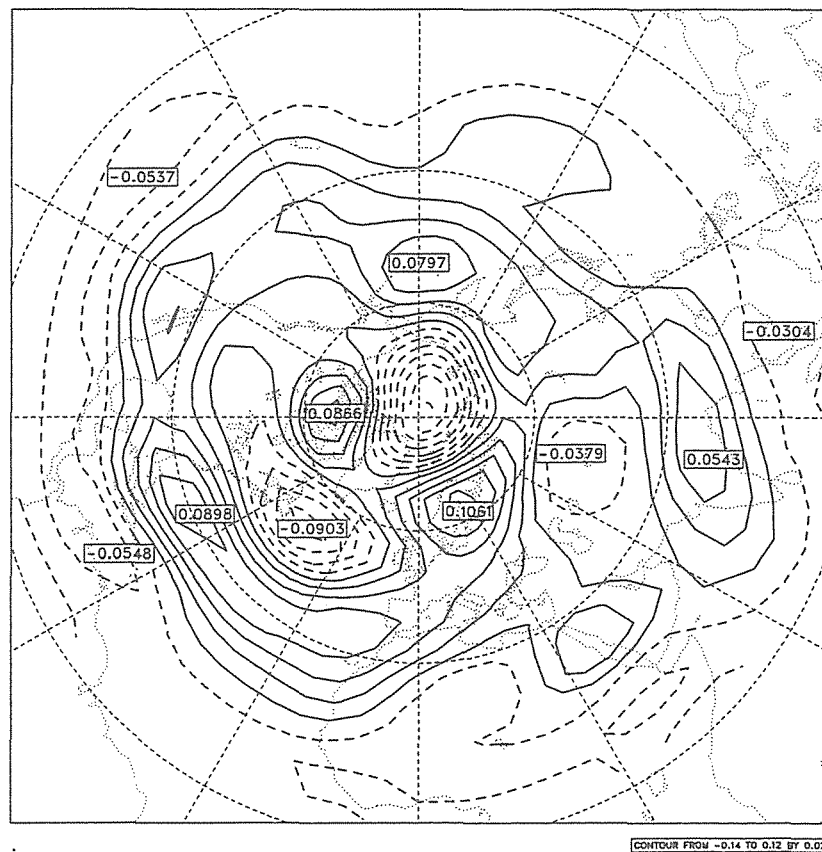


Abbildung 7: Der erste rechte singuläre Vektor für die 500 hPa Modellschicht über der Nordhemisphäre. Das räumliche Mittel wurde abgezogen und eine Normierung mit der räumlichen Standardabweichung durchgeführt.

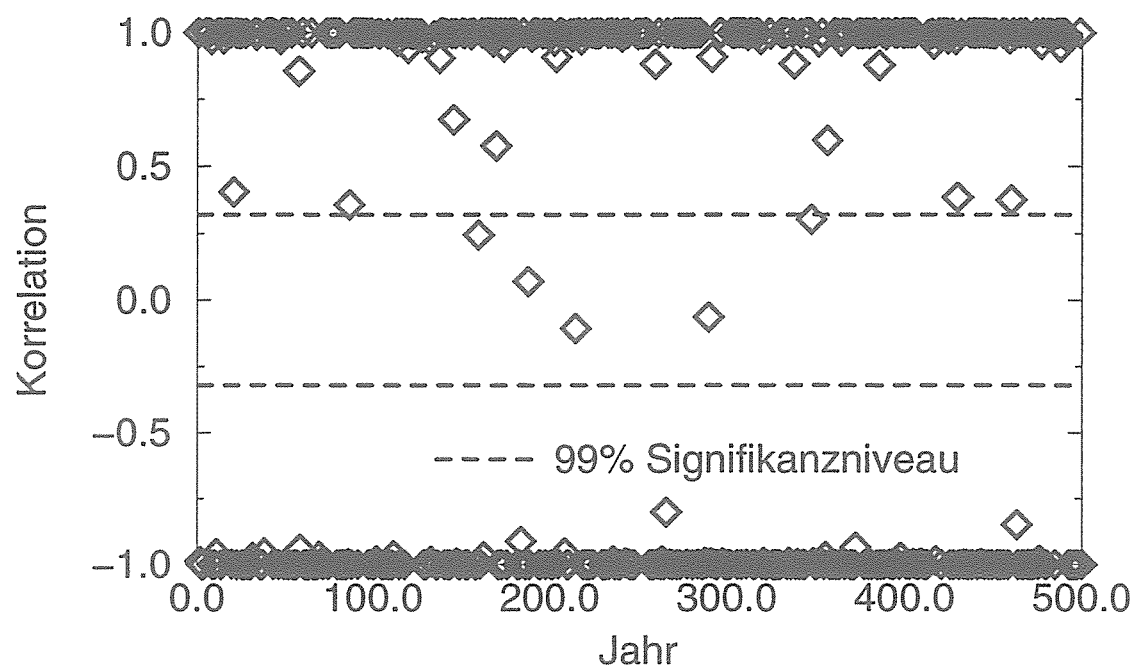


Abbildung 8: Korrelation des ersten rechten singulären Vektor mit der Lösung des linearen Modells.

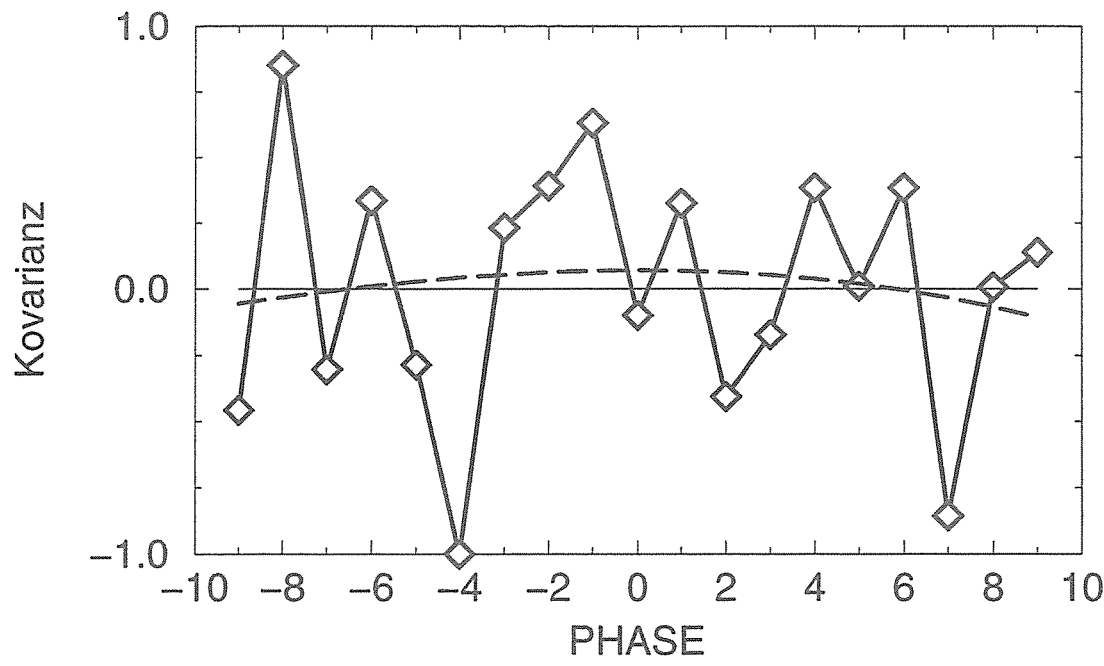


Abbildung 9: Composite der Kovarianz des ersten rechten singulären Vektor mit der Lösung des linearen Modells. Die gestrichelte Linie gibt eine Ausgleichskurve auf der Basis eines Polynoms 3. Grades an.

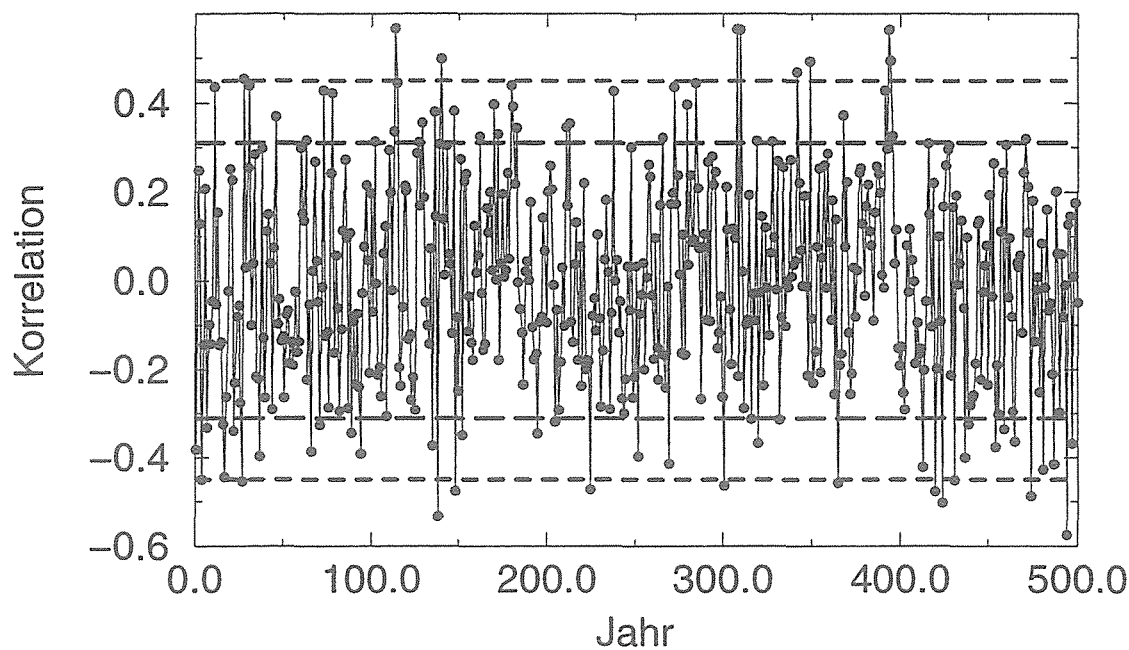


Abbildung 10: Korrelation des ersten rechten singulären Vektor für die 500 hPa Modellschicht mit den Rohdaten der der Stromfunktion (500hPa) über der Nordhemisphäre.

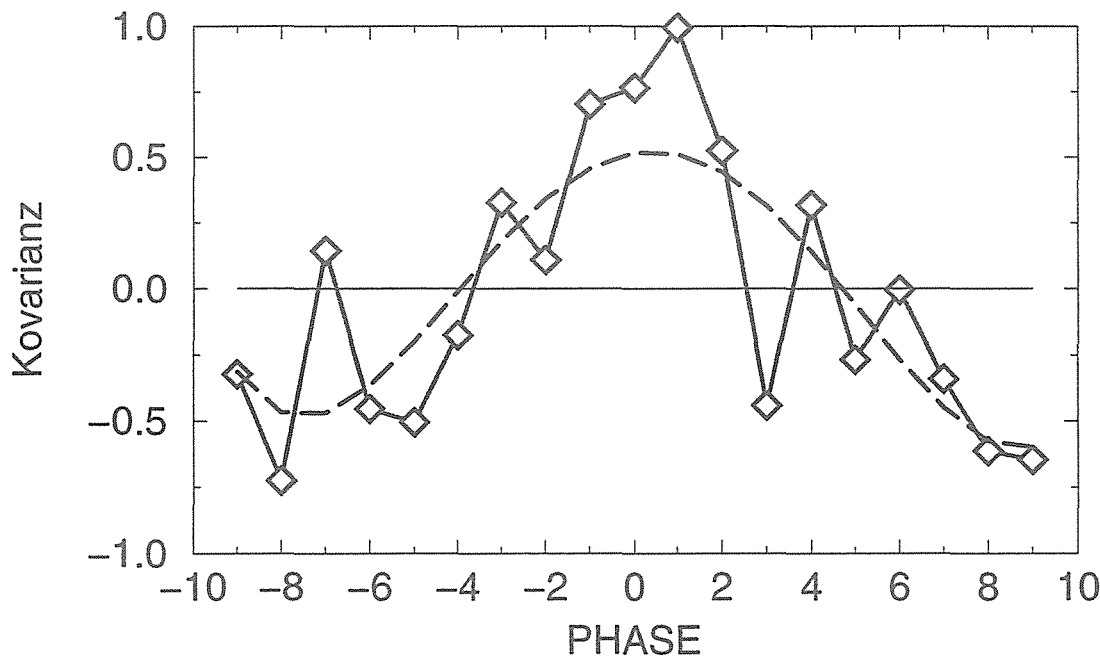


Abbildung 11: Composite der Kovarianz des ersten rechten singulären Vektor für die 500 hPa Modellschicht mit den Rohdaten der der Stromfunktion (500hPa) über der Nordhemisphäre. Die gestrichelte Linie gibt eine Ausgleichskurve auf der Basis eines Polynoms 3. Grades an.